



## **Séparation des houles incidente et réfléchié en canal à houle grâce à l'étude des niveaux et des pentes de la surface libre en un point fixe.**

Martin Sanchez

*Maître de conférences, Faculté des Sciences, Université de Nantes,  
2 rue de la Houssinière, BP 92208, 44322 Nantes.*

*E.Mail : martin.sanchez@physique.univ-nantes.fr*

Christophe Chevalier

*Chercheur, Université de Caen, Centre de Géomorphologie,  
24 rue des Tilleuls, 14000 Caen.*

*E.Mail : christophe.chevalier@meca.unicaen.fr*

### **Résumé**

Cette étude concerne la présentation d'une méthode originale pour mesurer la réflexion des houles linéaires et non-linéaires. Une fonction complexe  $F(t)$  contenant dans la partie réelle les niveaux de la surface en un point fixe, et dans la partie imaginaire une fonction obtenue à partir de la pente de cette surface, est utilisée. L'analyse de  $F(t)$  par la transformée de Fourier discrète permet de séparer les houles incidente et réfléchié, dont les amplitudes et les phases des composantes au point de mesures sont les amplitudes et les phases des coefficients de Fourier des fréquences positives et négatives respectivement. La méthode est vérifiée et validée grâce à deux séries de mesures réalisées en laboratoire à l'aide de 3 sondes.

### **Abstract**

*A complex function  $F(t)$  containing  $\eta$  in the real part and a function obtained from the slope of the water surface in the imaginary part, is used to study reflection in a wave flume. This complex function analyzed by the discrete Fourier transform allows to separate easily the reflected from the incident wave. The amplitudes and phases of the incident and reflected components at the studied point are respectively given by the corresponding amplitudes and phases of the Fourier-series coefficients of positive and negative frequencies. This method is validated thanks to two series of tests carried out in a laboratory wave flume.*

### **1. Introduction**

Le phénomène de réflexion de la houle est à l'origine d'un certain nombre de problèmes observés dans les ports et les côtes aménagés. A proximité des parois très réfléchissantes on observe souvent des problèmes d'affouillement importants. Dans les ports à parois verticales une agitation importante sous la forme d'ondes stationnaires bidimensionnelles (clapotis) peut se présenter.

De nombreuses solutions sont proposées par les ingénieurs pour rendre les ouvrages maritimes peu réfléchissants et pour abriter les ports de l'action de la houle : chambres d'expansion derrière une paroi perforée, brise-lames perméables avec des éléments de carapace en enrochements ou artificiels, brise-lames submersibles, brise-lames flottants, etc.

L'efficacité de ces solutions peut être évaluée en mesurant la réflexion en laboratoire ou in situ et plus rarement par des solutions analytiques en l'absence de tout déferlement. La mesure fiable de la réflexion est donc une nécessité pour les ingénieurs qui proposent des solutions pour atténuer l'agitation.

Ce manuscrit concerne l'étude de la réflexion dans le cas d'une houle aléatoire en incidence frontale sur une paroi. Depuis les années soixante-dix, le nombre des méthodes de mesure du coefficient de réflexion est très abondant. Les deux méthodes les plus utilisées en laboratoire sont présentées à la suite.

- a) Méthode de Goda et Suzuki. La mesure des niveaux à l'aide de deux sondes fixes fournit deux signaux réels. Alors, pour chaque fréquence examinée on détermine deux amplitudes et un déphasage entre les deux signaux. Les trois paramètres mesurés permettent le calcul des trois paramètres qui caractérisent la réflexion : l'amplitude de l'onde incidente, l'amplitude de l'onde réfléchie, et le déphasage entre les ondes incidente et réfléchie à la paroi.
- b) Méthode de Mansard et Funke. Trois sondes (ou plus) sont utilisées pour mesurer les niveaux instantanés ce qui permet d'évaluer 5 paramètres (ou plus). Ainsi le nombre des paramètres connus est plus important que le nombre des paramètres inconnus. Les paramètres caractérisant la réflexion sont alors évalués à l'aide d'une méthode des moindres carrés permettant de minimiser les erreurs relatifs à chacune des mesures.

Les résultats obtenus par ces deux méthodes (et par certaines autres méthodes) sont très précis si les mesures des niveaux sont exactes. Une méthode originale donnant des résultats aussi précis que les précédentes est présentée dans cette étude. Cette nouvelle méthode permet de rendre le phénomène plus compréhensible et apporte des résultats complémentaires concernant le flux d'énergie sur une courte période et la dissymétrie de la houle.

## **2. Etude de l'état de la surface libre de l'eau en un point fixe**

Par convention, dans cette étude  $x$  est la coordonnée horizontale mesurée dans un canal à houle, ayant pour origine le point d'intersection entre la paroi réfléchissante (située à droite du canal) et la surface libre de l'eau au repos et orientée vers l'extérieur de ce canal.

On considère que le niveau de la surface libre de l'eau peut être modélisé par la superposition d'un certain nombre d'ondes élémentaires incidentes et réfléchies. Le niveau  $\eta$  de la surface libre de l'eau en un point fixe arbitraire  $x$ , en face de la paroi réfléchissante est alors donné par :

$$\eta(t) = \sum_{n=1}^N \eta_n(t) = \sum_{n=1}^N \left[ a_{in} \cos(\omega_n t - k_n x + \varepsilon_n) + a_m \cos(\omega_n t + k_n x + \varepsilon_n - \beta_n) \right] \quad (1)$$

où  $a_i$  est l'amplitude de l'onde incidente,  $a_r$  l'amplitude de l'onde réfléchie,  $t$  le temps,  $\omega$  la pulsation,  $k$  le nombre d'onde,  $\varepsilon$  la phase initiale de l'onde incidente au niveau de la paroi réfléchissante,  $\beta$  le déphasage entre l'onde incidente et réfléchie au niveau de cette paroi, l'indice  $n$  désigne qu'une grandeur est associée à la composante harmonique  $n$ , et enfin,  $N$  est le nombre de ces composantes.

Si pour chaque  $n$  une fonction  $\chi_n(t)$  est définie par  $\chi_n = \partial\eta_n / \partial k_n x$ , alors, on peut également définir une fonction complexe  $F(t) = \eta + i\chi$  qui au point  $x$  est donnée par :

$$F = \sum_{n=1}^N (\eta_n + i\chi_n) = \sum_{n=1}^N \left\{ a_{in} \exp[i(\omega_n t - k_n x + \varepsilon_n)] + a_{rn} \exp[-i(\omega_n t + k_n x + \varepsilon_n - \beta_n)] \right\} \quad (2)$$

où  $i$  est la racine carrée de  $-1$ . Selon le théorème de Shannon-Nyquist, si un signal  $F(t)$  d'une durée  $\tau$  est examiné à l'aide de la transformée de Fourier discrète, alors ce signal est décomposé en  $N = \tau/\Delta t/2$  ondes de fréquence positive et même nombre d'ondes de fréquence négative ( $\Delta t$  est le pas de temps d'échantillonnage du signal). La série de Fourier (ou transformée de Fourier discrète) de  $F(t)$  est donnée par :

$$F = \sum_{n=1}^N \left\{ |c_n| \exp[i\omega_n t + i \arg(c_n)] + |c_{-n}| \exp[-i\omega_n t + i \arg(c_{-n})] \right\} \quad (3)$$

où  $c_n$  est le coefficient de Fourier de la composante liée à la fréquence  $f_n = n f_\tau$ , soit à la pulsation  $\omega_n = 2\pi f_n$ , et  $f_\tau$  est la fréquence associée à la période fondamentale du signal ( $f_\tau = 1/\tau$ ). A partir des équations (2) et (3) on peut identifier les trois paramètres définissant le problème de réflexion pour chaque composante  $n$  (de fréquence  $f_n$ ). Ces paramètres sont :

$$a_{in} = |c_n|, \quad a_{rn} = |c_{-n}|, \quad \beta_n = \arg(c_n) + \arg(c_{-n}) + 2k_n x + 2\pi m_n \quad (4)$$

où  $m_n$  est un entier positif ou négatif arbitraire justifié par le fait que l'angle de phase est défini à plus ou moins un multiple de  $2\pi$ .

Le signal complexe  $F(t)$  peut être reconstitué en utilisant trois sondes rapprochées situées sur l'axe central d'un canal à houle, la sonde 1 située en  $x - \Delta x/2$ , la sonde 2 en  $x$  et la sonde 3 en  $x + \Delta x/2$ . Alors, la partie réelle de  $F(t)$  est donnée par :  $\eta = h_2(t)$ , où  $h_2$  est le niveau de la surface libre de l'eau mesuré par la sonde 2. La partie imaginaire de  $F(t)$  peut être calculée sans erreur d'ordre théorique par l'expression suivante :

$$\chi = \sum_{n=1}^N \chi_n = \sum_{n=1}^N \frac{\partial \eta_n}{\partial k_n x} = \sum_{n=1}^N \frac{r_n}{k_n} \frac{h_{3n}(t) - h_{1n}(t)}{\Delta x} \quad (5)$$

où  $h_{1n}$ , et  $h_{3n}$  sont les niveaux de la surface libre de l'eau dus à l' $n$ ème composante de la houle aux emplacements des sondes 1 et 3, respectivement (ces niveaux sont inconnus a priori) et  $r_n$  est un facteur de correction obtenu par un développement en séries de Taylor pour décrire les niveaux au voisinage de  $x$ . L'expression de  $r_n$  est :

$$r_n = \frac{k_n \Delta x / 2}{\sin(k_n \Delta x / 2)} \quad (6)$$

Il est toujours possible d'obtenir la partie imaginaire de  $F(t)$  en suivant une méthodologie composée des étapes suivantes : d'abord, les coefficients de Fourier

$c_n$  du signal réel  $(h_3(t)-h_1(t))/\Delta x$  sont déterminés, ensuite, chaque coefficient de Fourier est multiplié par  $r_n/k_n$ , et finalement, la transformée de Fourier inverse est appliquée aux coefficients  $c_n r_n/k_n$  pour obtenir la partie imaginaire de  $F(t)$ . Cette méthodologie est illustrée à la figure 1, où DFT désigne la transformée de Fourier discrète et IDFT la transformée de Fourier inverse discrète.

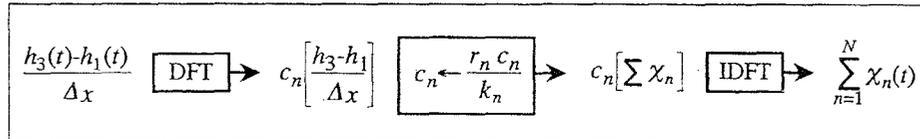


Figure 1.- Détermination de la partie imaginaire de  $F(t)$  à partir des mesures des niveaux  $h_1(t)$  et  $h_3(t)$ , des sondes 1 et 3 respectivement.

*Figure 1.- Determination of the imaginary part of  $F(t)$  from levels  $h_1(t)$  and  $h_3(t)$  measured by probes 1 and 3, respectively.*

Dans le but d'étudier les erreurs associées aux positions des sondes, trois paramètres sans dimension sont utilisés :  $\Delta x^\circ = \Delta x/L_n$ ,  $x^\circ = x/L_n$  et  $\Delta t^\circ = \Delta t/T_n$  (où  $T_n$  est la période de la  $n$ ème composante de la houle  $T_n = f_n^{-1}$  et  $L_n$  est la longueur d'onde correspondante). Dans cette étude, le paramètre  $\Delta t^\circ$  est fixé à 1/32. Des simulations numériques permettent d'étudier les erreurs de cette méthode en fonction de  $\Delta x^\circ$ , de  $x^\circ$  et du coefficient de réflexion  $K_n = a_m/a_n$ . L'erreur propre aux coefficients de réflexion calculés est définie par :

$$EK_{cn} = |K_{cn} - K_n| \quad (7)$$

où  $K_{cn}$  est le coefficient de réflexion calculé à la fréquence  $nf_n$  ( $K_{cn} = |c_{-n}|/|c_n|$ ). Les simulations numériques ont montré que les erreurs  $EK_{cn}$  étaient toujours nulles pour  $\Delta x^\circ < 0,50$  quelles que soient les valeurs de  $x^\circ$  et de  $K_n$ .

En fait, si l'on accepte la validité du principe de superposition linéaire du mouvement, les erreurs dans l'estimation de la réflexion sont liées exclusivement aux incertitudes des mesures (erreurs des sondes). On a montré que si l'erreur relative des mesures est inférieure à 0,01, l'erreur dans l'évaluation de  $K_{cn}$  est toujours inférieure à 0,04 pour  $0,04 < \Delta x/L_n < 0,50$  quelles que soient les valeurs de  $x^\circ$  et de  $K_n$ . Cette erreur qui correspond à un coefficient de réflexion théorique nul, diminue lorsque ce coefficient augmente.

### 3. Effets liés aux profondeurs faibles et intermédiaires

Une caractéristique importante du spectre d'énergie  $S(f=nf_n) = c_n^2/f_n$  de  $F(t) = \eta + i\chi$  pour une houle complètement formée se propageant en profondeurs infinies est qu'un maximum d'énergie est observé pour une fréquence pic  $f_p$  et que l'énergie est principalement contenue entre deux fréquences  $f_{min}$  et  $f_{max}$  (Pierson et Moskowitz, 1964 ; Hasselmann *et al.*, 1976).

Quand une houle réelle générée en grandes profondeurs se propage vers les profondeurs intermédiaires et faibles, des composantes de deuxième ordre et supérieurs deviennent visibles dans le spectre d'énergie. Les fréquences et les nombres d'onde de ces composantes sont des multiples des mêmes paramètres liés

aux composantes de premier ordre. L'importance des composantes de deuxième ordre et supérieures, augmente quand la profondeur diminue.

La réflexion d'une houle aléatoire incidente (caractérisée par les composantes de fréquence positive de  $S(f)$  selon notre méthode d'analyse) en profondeurs intermédiaires ou faibles, génère une houle réfléchie aléatoire (caractérisée par les composantes de fréquence négative de  $S(f)$ ) comme il est montré sur la figure 2. En général, le rapport  $K_{cn} = |c_{-n}|/|c_n|$  n'est pas le même pour tout  $n$ .

Si une houle aléatoire à bande de fréquences étroite ( $f_{max} < 2f_{min}$ ) se propage dans un canal à houle à partir des grandes profondeurs, alors, les composantes de deuxième ordre et supérieures, qui apparaissent quand la profondeur diminue, n'interfèrent pas avec les composantes de premier ordre. Dans ce cas, la méthode d'évaluation de la réflexion présentée ci-dessus peut être utilisée si  $\omega_n$  est relié à  $k_n$  de la façon suivante :

- par la relation linéaire de dispersion  $\omega^2 = gk \tanh(kd)$ , pour les fréquences du lobe principal autour de la fréquence spectrale pic.
- par la relation de deuxième ordre  $\omega^2 = 2gk \tanh(kd/2)$ , pour les fréquences du lobe contenant la fréquence  $2f_p$ .
- et la relation de troisième ordre  $\omega^2 = mgk \tanh(kd/m)$ , pour les fréquences du lobe contenant la fréquence  $mf_p$ .

Dans la pratique, si les erreurs propres aux sondes sont inférieures à 1% et si  $L_{fp}$  représente la longueur d'onde associée à la fréquence spectrale pic  $f_p$ , des mesures en utilisant 3 sondes disposées en accord avec ce qui est préconisé par la méthode d'évaluation de la réflexion avec  $\Delta x \approx 0,1L_{fp}$ , permettent d'évaluer les coefficients de réflexion pour toutes les composantes dont la longueur d'onde est comprise entre  $0,4L_{fp}$  et  $5,0L_{fp}$ , et ceci avec une erreur absolue inférieure à 0,04 dans tous les cas (quelles que soient les valeurs de  $x$  et de  $K_n$ ).

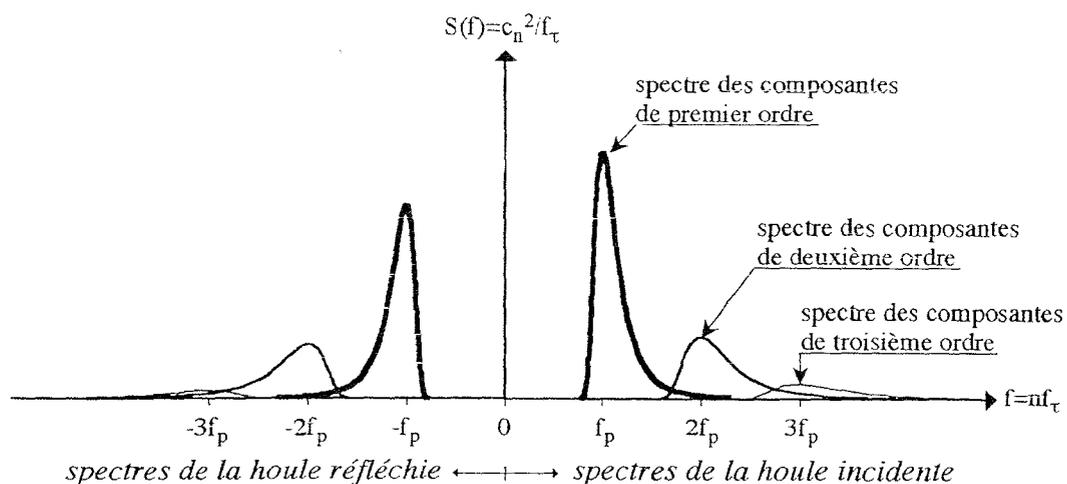


Figure 2.- Illustration d'un spectre d'énergie de  $F(t)$  pour une houle évoluant par profondeurs intermédiaires ou faibles, à proximité d'une paroi réfléchissante (superposition des houles incidente et réfléchie).

Figure 2.- Illustration of typical energy spectrums of  $F(t)$  for intermediate and shallow water waves near a reflecting boundary (superposition of an incident and a reflected wave)

#### 4. Mesures de la réflexion en canal à houle

La méthode de séparation de deux ondes croisées se propageant selon deux directions contraires a été validée en laboratoire grâce à deux séries d'essais réalisées dans le canal à houle de l'université de Caen.

Ce canal a une longueur de 22 m, une largeur de 0,80 m et une profondeur maximale de 1,00 m. Un générateur de houle aléatoire non réfléchissant est situé à l'extrémité gauche de ce canal. Les niveaux de la surface libre de l'eau sont mesurés avec des sondes résistives pilotées par un ordinateur. Chaque sonde a un circuit indépendant et fonctionne dans une fréquence différente des autres, ce qui évite toute interférence entre les sondes, même si elles sont très proches. L'erreur relative des mesures avec ces sondes est d'environ 1%.

Pour chaque essai, les niveaux de la surface de l'eau sont échantillonnés à une fréquence de 16 Hz sur une durée totale de 64 s, ce qui donne un total de  $2N=1024$  mesures par sonde.

##### 4.1. Réflexion due à une plage rigide de pente faible

Dans le but d'étudier une faible réflexion, une plage rigide d'une pente de 1/20 a été placée dans la partie à droite du canal à houle pour provoquer le déferlement des vagues. Dans le reste du canal la profondeur est constante et égale à 0,40 m. Trois sondes ont été placées dans la partie centrale du canal. La distance entre les sondes 1 et 3 est toujours donnée par  $\Delta x=0,1L_p$  (la sonde 2 est placée au milieu).

Dans cette série, 26 essais ont été réalisés avec des houles périodiques et 2 essais avec des houles aléatoires (spectre d'énergie de  $\eta(t)$  de Pierson-Moskowitz). Pour chaque essai, une cambrure  $\gamma$  de référence a été évaluée en fonction de la hauteur moyenne quadratique de la houle incidente ; cette hauteur a été retenue car elle peut caractériser aussi bien une houle périodique qu'une houle aléatoire. La cambrure est calculée par l'équation ci-dessous :

$$\gamma = \frac{H_{rms-i}}{L_{fp}}, \text{ avec : } H_{rms-i} = 2 \left[ \int_0^{\infty} S(f) df \right]^{1/2} = 2 \left[ \sum_{n=1}^N c_n^2 \right]^{1/2} = 2 \left[ \sum_{n=1}^N a_{in}^2 \right]^{1/2} \quad (8)$$

où  $H_{rms-i}$  est la hauteur moyenne quadratique de la houle incidente au point central de mesures (point de vue énergétique) qui est égale à la hauteur de houle significative (spectrale) divisée par  $2^{1/2}$ ,  $S$  est le spectre d'énergie de  $F(t)$  (et non pas de  $\eta(t)$ ) au point  $x$ . Dans le but de comparer les résultats avec ceux de deux autres méthodes (Goda et Suzuki, 1976 ; Mansard et Funke, 1980) un coefficient de réflexion moyen est calculé avec la formule habituelle ci-dessous :

$$\bar{K} = \frac{H_{rms-r}}{H_{rms-i}}, \text{ avec : } H_{rms-r} = 2 \left[ \int_{-\infty}^0 S(f) df \right]^{1/2} = 2 \left[ \sum_{n=1}^N c_{-n}^2 \right]^{1/2} = 2 \left[ \sum_{n=1}^N a_m^2 \right]^{1/2} \quad (9)$$

où  $H_{rms-r}$  est la hauteur moyenne quadratique de la houle réfléchie au point central des mesures (en  $x$ ). Pour les méthodes de Goda et Suzuki, deux sondes séparées d'une distance  $0,1L_p$  ont été utilisées. Pour la méthode de Mansard et Funke, trois sondes ont été utilisées : la distance entre les sondes 1 et 2 était de  $0,1L_p$  et celle entre les sondes 2 et 3 de  $0,15L_p$ .

La figure 3 montre les valeurs des coefficients de réflexion moyens  $\bar{K}$  évalués par la transformée discrète de Fourier de la fonction complexe  $F(t)=\eta(t)+i\chi(t)$  et par les deux autres méthodes citées précédemment. Les valeurs de  $\bar{K}$  évaluées par l'analyse de  $F(t)$  varient entre 0,032 et 0,110 et sont pratiquement indépendantes de la cambrure dans le domaine  $0,014 < \gamma < 0,060$ .

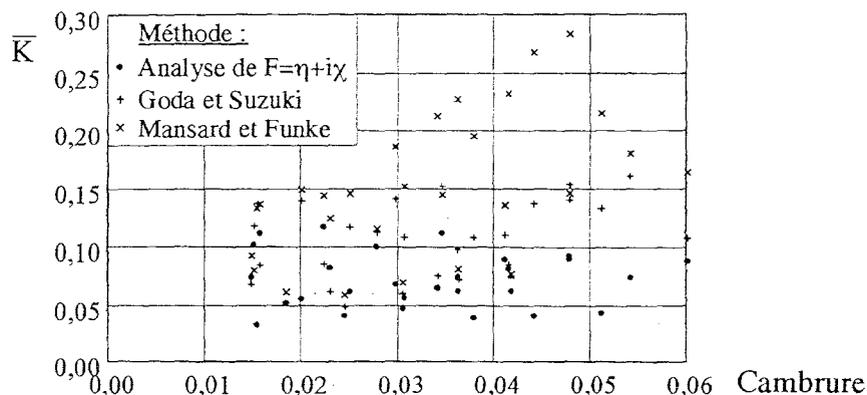


Figure 3.- Coefficients de réflexion moyens déterminés par l'analyse de la fonction complexe  $F(t)=\eta+i\chi$ , et par les méthodes de Goda et Suzuki et de Mansard et Funke, en fonction de la cambrure de référence de la houle incidente.

Figure 3.- Bulk reflection coefficients determined by the analysis of  $F(t)=\eta+i\chi$ , and by the methods of Goda and Suzuki, and Mansard and Funke, as a function of the steepness of the incident swell.

La figure 4a montre la trajectoire dans le plan  $\chi$ - $\eta$  correspondant à l'essai n° 10 (houle régulière d'une fréquence fondamentale de 0,5 Hz) ; la dissymétrie de cette trajectoire périodique confirme la présence de composantes de deuxième et de troisième ordre qui se traduit par une localisation du niveau équidistant entre crête et creux situé au-dessus du niveau de repos. La figure 4b montre les amplitudes des coefficients de Fourier de  $F=\eta+i\chi$  correspondant à ce même essai.

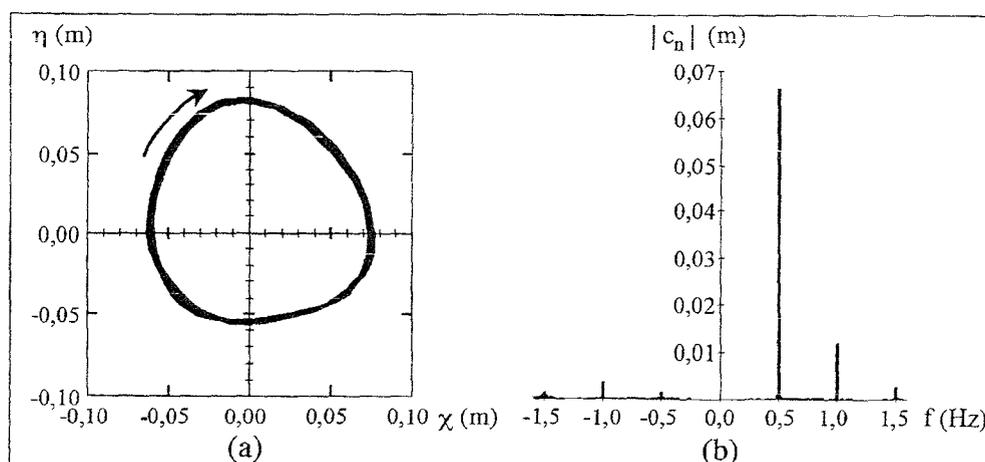


Figure 4.- Résultats correspondant à l'essai n° 10. (a) Trajectoire dans le plan  $\chi$ - $\eta$ . (b) Modules des coefficients de Fourier de  $F=\eta+i\chi$ .

Figure 4.- Results corresponding to test n° 10 (a) Path evolution in the plane  $\chi$ - $\eta$ . (b) Amplitudes of the Fourier coefficients of  $F=\eta+i\chi$ .

#### 4.2. Réflexion et transmission à travers un brise-lames immergé

Une étude expérimentale sur la décomposition d'une houle incidente par un brise-lames immergé a été réalisée. La structure utilisée est symétrique avec une largeur de crête de 0,20 m, une hauteur de 0,40 m par rapport au fond et des talus ayant une pente de 75% ; elle est située à 6,23 m d'un amortisseur de houle placé à l'extrémité droite du canal (figure 5).

Dans cette série, 7 essais ont été réalisés avec des houles périodiques de fréquence fondamentale  $f_T=0,5$  Hz et 9 essais avec des houles aléatoires de fréquence spectrale pic  $f_p=0,5$  Hz (spectres d'énergie de  $\eta(t)$  de Pierson-Moskowitz et JONSWAP). Tous les essais ont été effectués avec une profondeur de 0,50 m. Deux arrangements de 3 sondes ont été choisis et chacun a été placé de part et d'autre du brise-lames (figure 5). Dans chaque arrangement, la distance entre les sondes 1 et 3 est  $\Delta x=0,40$  m, ce qui représente 0,0987 fois la longueur d'onde  $L_{f_p}$  théorique.

Chaque arrangement de sondes permet de séparer, au point central de mesures, les houles qui se propagent vers la droite et vers la gauche. Ainsi, l'arrangement A qui est situé en face de la structure, permet d'obtenir la houle incidente se propageant vers la droite (composantes de fréquences positives) et la houle réfléchiée par la structure se propageant dans le sens contraire (composantes de fréquences négatives). L'arrangement B qui est situé derrière la structure immergée, permet de déterminer la houle transmise à travers cette structure qui se propage vers la droite (composantes de fréquences positives) et la houle réfléchiée par l'amortisseur (composantes de fréquences négatives).

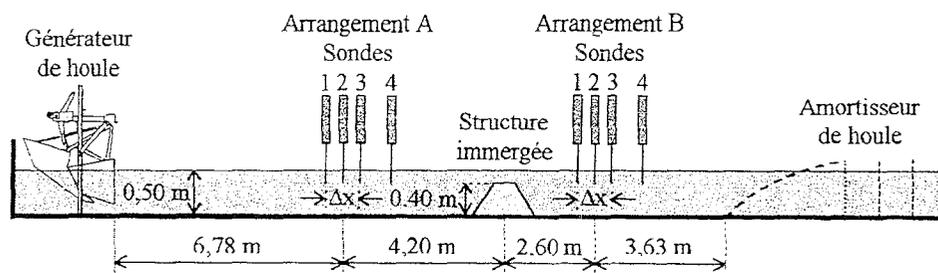


Figure 5.- Illustration de l'installation d'un brise-lames immergé dans le canal à houle de l'université de Caen.

Figure 5.- Sketch of the installation of the submerged breakwater in the wave flume of the University of Caen.

Les puissances ou énergies transmises par les houles progressives se propageant vers la droite  $P^+$  et vers la gauche  $P^-$ , peuvent être calculées par :

$$P^+ = \frac{1}{2} \rho_0 g \sum_{n=1}^N c_n^2 \frac{\omega_n^2}{g k_n \tanh(k_n d)} \frac{C_n}{2} \left[ 1 + \frac{2k_n d}{\sinh(2k_n d)} \right] \quad (10)$$

$$P^- = \frac{1}{2} \rho_0 g \sum_{n=1}^N c_{-n}^2 \frac{\omega_n^2}{g k_n \tanh(k_n d)} \frac{C_{-n}}{2} \left[ 1 + \frac{2k_n d}{\sinh(2k_n d)} \right] \quad (11)$$

où  $\rho_0$  est la masse volumique de l'eau,  $C_n$  la célérité de l' $n$ ème composante de la houle ( $C_n = \omega_n / k_n$ , et  $C_{-n} = \omega_{-n} / k_{-n} = -C_n$ , car  $\omega_{-n} = -\omega_n$  et  $k_{-n} = k_n$ ). L'application du

principe de la conservation d'énergie permet de déterminer la puissance dissipée  $D$  au voisinage de la structure immergée (par unité de largeur, entre les arrangements de sondes A et B), par :

$$D = P_A^+ + P_A^- - P_B^+ - P_B^- = |P_A^+| - |P_A^-| - |P_B^+| + |P_B^-| \quad (12)$$

où les indices A et B désignent que les puissances sont déterminées à partir des arrangements de sondes A et B respectivement.

La figure 6 montre, en fonction de la cambrure de référence de la houle incidente  $\gamma$ , les rapports suivants :  $D/P_A^+$ ,  $|P_A^-/P_A^+|$ , et  $P_B^+/P_A^+$ . Il est très important de remarquer que pour  $H_{rms-i} < 0,05$  m ( $\gamma < 0,0124$ ) les vagues ne déferlent pas. Dans ces cas, la puissance dissipée évaluée représente entre 2% et 6% de l'énergie transmise par la houle incidente dans son sens de propagation. Le fait que la puissance dissipée évaluée pour  $\gamma < 0,0124$  soit toujours positive et relativement faible, prouve que les résultats sont très précis.

Pour une cambrure  $\gamma > 0,0124$ , quand  $\gamma$  augmente, la puissance dissipée relative  $D/P_A^+$  augmente, et la puissance transmise relative  $P_B^+/P_A^+$  décroît, ce qui s'explique par le fait que le rapport  $|P_A^-/P_A^+|$  reste pratiquement constant. L'augmentation de la puissance dissipée est due au déferlement des vagues qui devient de plus en plus important au fur et à mesure que la cambrure augmente.

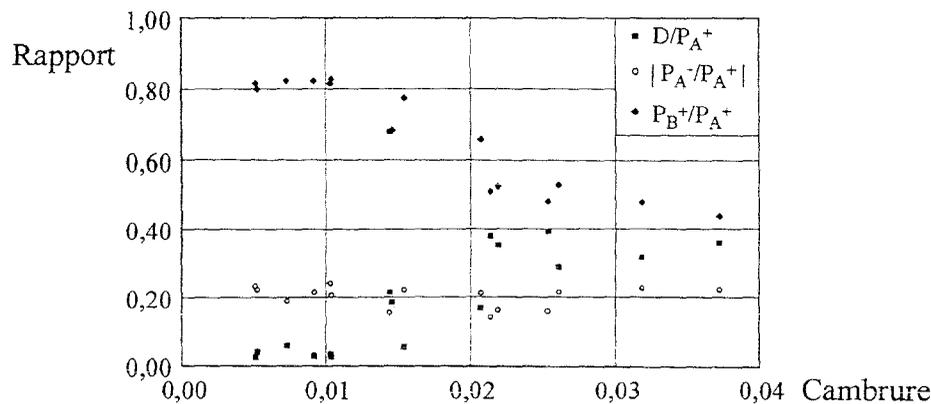


Figure 6.- Rapports  $D/P_A^+$ ,  $|P_A^-/P_A^+|$ , et  $P_B^+/P_A^+$ , en fonction de la cambrure de référence de la houle incidente.

Figure 6.- Ratios  $D/P_A^+$ ,  $|P_A^-/P_A^+|$ , and  $P_B^+/P_A^+$ , as a function of the steepness of the incident wave.

## 5. Conclusions

Ce manuscrit présente une méthode pour l'étude de la réflexion des houles linéaires ou non-linéaires à bande étroite d'harmoniques de premier ordre, soit quand il n'y a pas de recouvrement entre les harmoniques libres et liées.

Selon la méthode présentée dans ce document, la transformée discrète de Fourier d'un signal complexe  $F(t) = \eta(t) + i\chi(t)$  (équation 3) permet de séparer toutes les composantes associées à deux houles unidirectionnelles se propageant suivant des directions contraires dans un canal, de la même façon que la transformée discrète de Fourier d'un signal réel  $\eta(t)$  permet de faire la même chose dans les traitements habituels utilisés pour étudier une houle purement progressive.

Le phénomène de réflexion est bien synthétisée par les trajectoires dans le plan  $\chi$ - $\eta$ . Ainsi, pour une houle incidente quasi-sinusoidale, l'observation de ces trajectoires permet d'obtenir les résultats qualitatifs présentés à la suite.

- a) Si la trajectoire dans le plan  $\chi$ - $\eta$  est circulaire, le mouvement résulte d'une houle purement progressive se propageant dans la direction de l'évolution de cette trajectoire au maximum de  $\eta$ .
- b) Si la trajectoire dans le plan  $\chi$ - $\eta$  est elliptique, le mouvement résulte de la superposition de deux houles progressives se propageant selon deux directions contraires. Dans ce cas, l'angle entre l'axe focal de l'ellipse et l'axe  $O\eta$  dépend de la position du point de mesures par rapport aux noeuds et ventres d'oscillation.
- c) Si la trajectoire dans le plan  $\chi$ - $\eta$  se développe sur une ligne (ellipse complètement aplatie), le mouvement résulte de la superposition de deux houles de même hauteur se propageant en sens contraires.

Pour une houle périodique non monochromatique, l'observation des trajectoires dans le plan  $\chi$ - $\eta$  est particulièrement intéressante. En effet, la surélévation plus ou moins importante, du niveau équidistant entre crête et creux par rapport au niveau de repos, est visible sur cette trajectoire (voir figure 4).

Cette surélévation est essentiellement un effet de faibles profondeurs engendrant l'apparition de composantes de deuxième et de troisième ordre dont la propagation est liée aux composantes de premier ordre. Les déphasages entre les composantes d'ordre différent au maximum de  $|\eta+i\chi|$  n'est pas aléatoire et ceci est à l'origine de la dissymétrie observée par rapport aux axes horizontale et vertical.

Enfin, l'application de notre méthode à l'étude de la réflexion des houles aléatoires permet aussi l'obtention de résultats originaux. L'observation des trajectoires dans le plan  $\chi$ - $\eta$  sur une durée de l'ordre de la période moyenne des vagues permet d'avoir une idée assez précise du flux d'énergie qui se produit au cours de cette durée et de connaître avec certitude la direction de ce flux.

Ceci est possible car on sait que le flux d'énergie est d'autant plus important que la surface entourée par la trajectoire au cours d'un cycle d'oscillation est grande. La direction de l'énergie transmise au cours d'une durée égale à la période moyenne des vagues est dirigée vers la droite si la trajectoire décrit globalement une orbite dans le sens des aiguilles d'une montre ou vers la gauche dans le cas contraire.

## **6. Références bibliographiques**

- Goda, Y., and Suzuki, Y., 1976. Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments. Proc. of the 15th Coastal Engineering Conf., ASCE, pp. 828-845.
- Hasselmann, K., Ross, D.B., Müller, P., and Sell, W., 1976. A parametric wave prediction model. Journal of Physical Oceanography, Vol. 6, pp. 200-228.
- Mansard, E.P.D., and Funke, E.R., 1980. The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method. Proc. of the 17th Coastal Engineering Conf., ASCE, Vol. 1, pp 154-172.
- Pierson, W.J. Jr., and Moskowitz L., 1964. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii. Journal of Geophysical Research, Vol. 69, n° 24, pp 5181-5190.